

令和2年度
卒業論文

有限要素法を用いた超伝導線材の
接合面の形状による
臨界電流特性の評価

安谷 葵

学籍番号：16232084

九州工業大学 情報工学部

電子情報工学科

小田部研究室

令和3年2月16日

目次

目次	2
図目次	3
第 1 章 序論	1
1.1. 超伝導体	1
1.1.1. 超伝導体の歴史	1
1.1.2. 第 1 種・第 2 種超伝導体	2
1.1.3. 銅酸化物超伝導体	3
1.1.4. RE 系超伝導体	3
1.1.5. 超伝導体の n 値	4
1.2. 有限要素法	4
1.3. JMAG	5
1.4. Comsol Multiphysics	5
1.5. $A - \varphi$ 法	5
1.6. 臨界状態モデル(Bean モデル)	7
1.7. 鉄道への超伝導ケーブルの導入	8
1.8. 本研究の目的	9
第 2 章 解析方法と内容	10
2.1. 解析方法	10
2.1.1. 超伝導線材モデル	10
2.2. JMAG による電気特性の妥当性の検証	10
2.3. 電気的特性の解析内容	13
2.3.1. ラップ率 100% の接合	13
2.3.2. ラップ率を変更した時の接合	13
2.3.3. 接合部の形状変化	14
2.3. 機械的特性の解析内容	15
第 3 章 結果及び考察	17
3.1. 電気的特性の解析	17
3.1.1. ラップ率が 100% の時の接合部の解析	17
3.1.2. ラップ率を変更した時の接合部の解析	17
3.1.3. 接合部を形状変化した時の解析	20
3.2. 機械的特性の解析	20
第 4 章 結論	27
参考文献	28

目次

図 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係.....	1
図 1.2 第一種・第二種超伝導体.....	2
図 1.3 有限要素法 (FEM) の概念	4
図 1.4 超伝導ケーブルを導入した場合.....	8
図 2.1 超伝導線材モデル	10
図 2.2 電流密度 J_y (上)と磁界 H_y (下)の理論値結果.....	11
図 2.3 解析結果と理論結果の比較 (上：電流密度 J_y 下：磁場 H_y).....	12
図 2.4 ラップ率 100%のモデル	13
図 2.5 ラップ率を変更した時のモデル.....	13
図 2.6 長方形の接合部.....	14
図 2.7 ダイヤ型の接合部.....	14
図 2.8 円形の接合部.....	15
図 2.9 三角形の接合部.....	15
図 2.10 引っ張る力	16
図 2.11 ねじる力.....	16
図 3.1 ラップ率 100%の時の臨界電流特性.....	17
図 3.2 ラップ率 60%の時ラップ長を変化させたときの電気特性	18
図 3.3 ラップ率 60%の時の臨界電流特性.....	19
図 3.4 接合部の形状部を変えた時の電気特性	20
図 3.5 長方形の引っ張った時の応力分布.....	21
図 3.6 ダイヤ型の引っ張った時の応力分布	21
図 3.7 円形の引っ張った時の応力分布.....	22
図 3.8 三角形の引っ張った時の応力分布.....	22
図 3.9 長方形のねじった時の応力分布.....	23
図 3.10 ダイヤ型のねじった時の応力分布.....	24
図 3.11 円形のねじった時の応力分布	24
図 3.12 三角形の(短いほう同士を押し付けるように)ねじった時の応力分布	25
図 3.13 三角形の(長いほう同士を押し付けるように)ねじった時の応力分布	25

第1章 序論

1.1. 超伝導体

1.1.1. 超伝導体の歴史

1911年、オランダのヘイケ・カマーリン・オンネス (Heike Kamerlingh Onnes) は、液化ヘリウムを使用して水銀を冷却した。そして水銀の抵抗が 4.2K で突然ゼロになることを発見した。こういった通常の導体よりも電流が流れやすい性質を持つ物質を超伝導体と呼び、この現象が発生する温度を臨界温度と定義する。超伝導体の電気抵抗は、臨界温度を超える温度では、通常の電気抵抗を持つ常伝導体と大差ありませんが、臨界温度を下回ると超伝導状態に移行し、電気抵抗や完全反磁性といった特性を持つ。超伝導状態と通常の伝導状態との関係は、温度が上昇するにつれて超伝導体は超伝導状態から通常の伝導状態に遷移することである。それと同様に、超伝導体に印加する磁界を大きくしたり、流れる電流を大きくしたりすることで、常伝導状態への遷移を実現することができる。これらの相境界は、それぞれ温度 T_c 、磁界 H_c 、電流密度 J_c に存在する。この時の超伝導状態と常伝導状態の関係を図 1.1 示す。

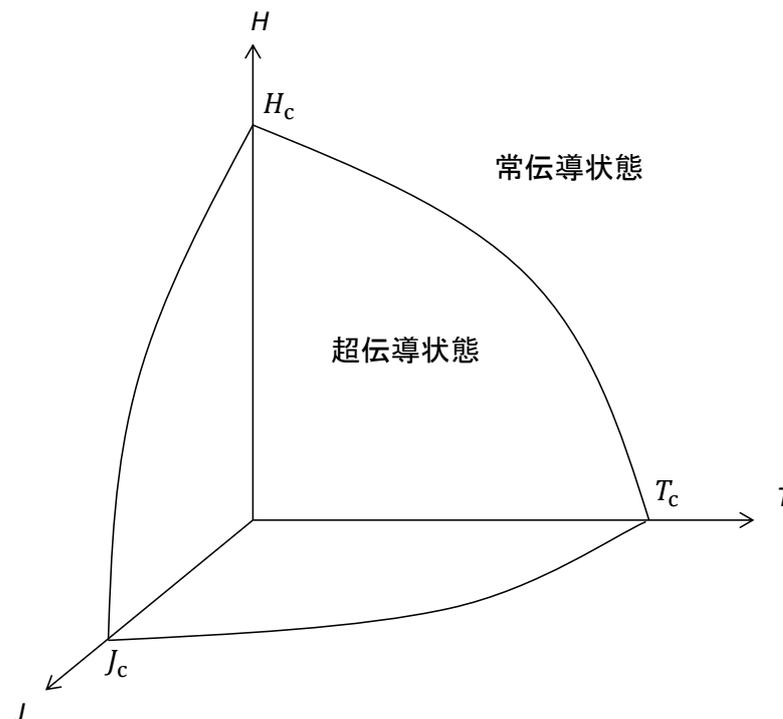


図 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係

1957年にジョン・バーディーン(J. Bardeen)、レオン・クーパー(L. N. Cooper)及びジョン・シュリーファー(J. R. Shrieffer)によって提案されたBCS理論は、超伝導体の臨界温度 T_c が30Kを超えなければならないと予想している。1986年にドイツのヨハネス・ゲオルグ・ベドノーツ(Johannes Georg Bednorz)とスイスの物理学者のカール・アレクサンダー・ミュラー(Karl Alexander Müller)によって T_c が35Kの $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ などのLa-Ba-Cu-O系超伝導体が発見され、これより高温で超伝導状態となる超伝導体の発見が期待された。それ以来、銅と酸素を含む超伝導体は銅酸化物超伝導体と呼ばれ、超伝導体の研究は急速に発展した。1987年には、液体窒素の沸点(77.3 K)を超える T_c を持つ高温超伝導体(HTS: High Temperature Superconductor)も発見されており、将来的には T_c が高い超伝導体が発見されることが期待されている。

1.1.2. 第1種・第2種超伝導体

上記のように、超伝導体には、電気抵抗ゼロとマイスナー効果という2つの特性がある。通常、超伝導内部の磁束密度は、マイスナー効果によりゼロに保たれるが、外部磁界 H_e が増加して臨界磁界 H_c を超えると、マイスナー効果が失われ超伝導状態になる。超伝導体は、超伝導状態から常伝導状態への遷移状態に応じて、第一種超伝導体と第二種超伝導体の2種類に分類できる。

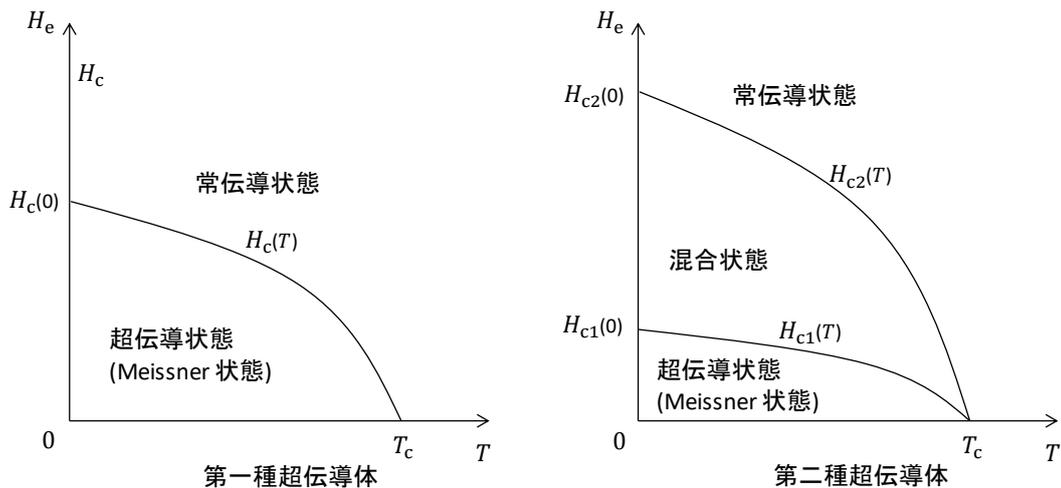


図 1.2 第一種・第二種超伝導体

図 1.2 のように、第一種超伝導体は、 H_c 以上の H_e が加されると、マイスナー効果を完全に失い、常伝導状態に移行する。一方、第二種超伝導体では、下部臨界磁界 H_{c1} 以上の H_e を印加すると、超伝導体が破壊され、磁束の一部が侵入する。ただし、超伝導状態は完全に破

壊されるわけではなく、超伝導状態と常伝導状態が混在した状態となる。超伝導状態と常伝導状態が混在し、 H_e が H_{c1} 以上 H_{c2} 未満の状態を混合状態という。 H_e を大きくすると、常伝導状態の範囲が広がり、入る磁束線の数が増える。 H_e が上限臨界磁界 H_{c2} を超えると、超伝導状態は完全に破壊され、常伝導状態に遷移する。このように、第一種超伝導体と第二種超伝導体は、混合状態の有無によって分類される。

1.1.3. 銅酸化物超伝導体

1986年、J. G. Bednorz, K. A. Müllerらによって銅酸化物超伝導体 $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ が30Kを超えると超伝導になることを発見した。その1年後の1987年に T_c は93Kで $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ を発見し、1993年に $HgBa_2Ca_2Ca_3O_{8+x}$ は133Kで T_c を発見した。従来の最高臨界温度(23K)は、わずか7年間で5倍以上上昇した。これらの銅酸化物超伝導体は、低温高磁場下でも高い臨界電流密度を維持し、主に大電流超伝導ケーブル用のY系超伝導体やBi系超伝導体、高磁場用磁石に応用されることが期待されている。

1.1.4. RE系超伝導体

銅酸化物超伝導体の一種である $REBa_2Cu_3O_x$ (REBCO) 超伝導体 (RE: Rare Earth: 希土類) は組成比 $RE:Ba:Cu=1:2:3$ となる超伝導体である。REにはY, Sm, Gb, Dy, Euなどが該当し、総称してRE系超伝導体とも呼ばれる。1987年の発見以降、液体窒素を用いて超伝導状態にすることが可能なRE系超伝導体は様々な応用に向けて研究されている。しかし、高温での利用が可能な反面、臨界電流密度の磁界依存性の異方性が存在する。通常、金属超伝導体はどの方向に電流を流したとしても J_c - B 特性はすべて等しくなる。それに対して、銅酸化物超伝導体は磁界の印加する方向によって J_c - B 特性が変化する。

銅酸化物超伝導体の一種である $REBa_2Cu_3O_x$ (REBCO) 超伝導体 (RE: Rare Earth: 希土類) は、 $RE:Ba:Cu = 1:2:3$ の組成比を持つ超伝導体である。REにはY, Sm, Gb, Dy, Euなどであり、総称してRE系超伝導体とも呼ばれる。1987年の発見以来、液体窒素を使用して超伝導状態にできるRE系超伝導体がさまざまな用途で研究されている。ただし、高温で使用することはできるが、臨界電流密度には磁界異方性がある。通常、金属超伝導体は、電流の方向に関係なく同じ J_c - B 特性を持っている。一方、銅酸化物超伝導体の J_c - B 特性は、磁界をかける方向によって変化する。

1.1.5. 超伝導体のn値

第二種超伝導体のE-J特性は以下のように表される。

$$E \propto J^n \quad (1.1)$$

この指数nは超伝導体の n 値と呼ばれる。n = 1のとき、常伝導状態とオームの法則を表す線型的な立ち上がりとなる。n 値が大きい場合、わずかに電流値を減少させることで発生電圧を大幅に抑えることができる。また n 値が小さい場合、臨界電流をわずかに上回るときでも緩やかな電圧の発生がみられる。

1.2. 有限要素法

有限要素法は、解析的に解くのが難しい微分方程式の近似解を数値的に求める方法の1つである。有限要素法は、主に複雑な形状の物体の解析に使用される。複雑な形状や性質を持つ物体を三角形や四角形などの単純な形状の要素に分割し、各要素を方程式で近似する。つまり、対象物を単純な形状の集合とみなし、各要素に対して作成された方程式を、全体の連立一次方程式として計算し、全体での状況を予測する、というものである。対象物を分解し作成された要素をメッシュという。メッシュを細かくすることでより正確な計算が可能になるが、メッシュ数が増えると計算数も増えるため、全体の計算時間も長くなる。したがって、計算する際には、計算時間と計算精度の両方を考慮し、適切なメッシュサイズとメッシュ形状を選択する必要がある。有限要素法 (FEM) の概念を図 1.3 に示す。

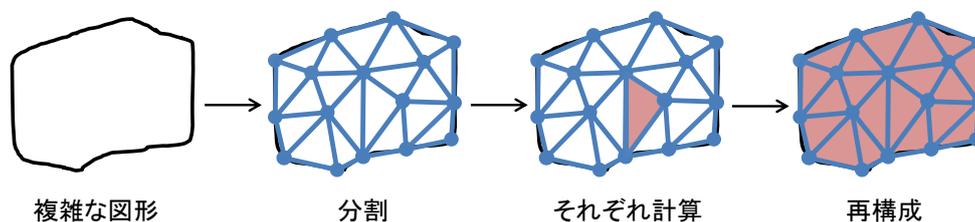


図 1.3 有限要素法 (FEM) の概念

1.3. JMAG

JMAG は株式会社 JSOL が開発した、電気機器設計・開発のためのシミュレーションソフトウェアである。有限要素法を用いて、機器内部の複雑な機器内部の物理現象をとらえることができる。JMAG は「高い分析能力」、「高速計算」、「高い生産性」、「オープンインターフェース」の4つのコンセプトから成り立っている。

1.4. Comsol Multiphysics

COMSOL Multiphysics は COMSOL 社 が開発した、設計やデバイス等をモデル化するための、有限要素法ベースの汎用シミュレーションソフトウェアである。電磁気学や構造力学といった、多方面の分野において用いることができる。異なる分野での物理現象を、相互に計算するマルチフィジックス計算に秀でている。

1.5. $A - \phi$ 法

渦電流問題を高速に解くには、磁気ポテンシャル A と電気スカラーポテンシャル ϕ を未知数として解く方法がある。これをベクトルポテンシャル法($A - \phi$ 法)という。

磁気ポテンシャル A を用いたとき、磁束密度 B は、

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.2)$$

と表すことができる。これを Maxwell 方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} + \dot{\mathbf{B}} = 0 \quad (1.3)$$

に代入すると、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} = -\nabla \times \dot{\mathbf{A}} \quad (1.4)$$

となり、すなわち、

$$\nabla \times (\mathbf{E} + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.5)$$

と表すことができる。ここで \mathbf{E} は電場の強度、 $\dot{\mathbf{B}}$ は $\partial \mathbf{B} / \partial t$ である。任意のスカラー関数 ϕ は、 $\nabla \times \nabla \phi = 0$ であるから、 \mathbf{E} は

$$\mathbf{E} = -\dot{\mathbf{A}} - \nabla \phi \quad (1.6)$$

と表すことができる。

透磁率 μ 、電気伝導率 σ の導体中の磁場強度を \mathbf{H} 、電流密度を \mathbf{J} とすると、 $\nabla \times \mathbf{H}$ に関する Maxwell 方程式は

$$\nabla \times \mathbf{H} = \dot{\mathbf{D}} + \mathbf{J} = 0 \quad (1.7)$$

であるが、周波数が極めて低い場合を考えると、電束密度 \mathbf{D} の時間微分は無いものとして考えることができるので、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1.8)$$

となる。式(1.8)に、式(1.2)および関係式

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.9)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (1.10)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.11)$$

を代入すると、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \right) \quad (1.12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \cdot (\nabla \phi + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.13)$$

となるので、任意のベクトル \mathbf{A} において、

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.14)$$

が成立する。式(1.14)にクーロンゲージ条件($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$)を代入すると、

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.15)$$

となる。またこれを式(1.11)、式(1.12)に代入すると、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \phi) \quad (1.16)$$

となる。ここで $\phi = \Phi$ と定義、式(1.12)、式(1.15)に代入すると、それぞれ

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) \quad (1.17)$$

$$\nabla \cdot \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) = 0 \quad (1.18)$$

となる。これらが導体中の支配方程式である。

次に、空気領域では、 \mathbf{J}_{ex} を外部電流密度とすると、Maxwell 方程式より

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{ex} \quad (1.19)$$

また、 $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}$ (μ_0 は空気中の透磁率)と Maxwell 方程式から、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{J}_{ex} \quad (1.20)$$

以上のことより、空気中の支配方程式は、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_{ex} \quad (1.21)$$

となる。

しかし支配方程式を空間で離散化すると誤差が生じる。たとえば、導体中の支配方程式では、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) = \delta x \quad (1.22)$$

となり、 δx が誤差である。有限要素法では、左辺の微分方程式と右辺の誤差に重み δw をかけて体積積分したものはないものとして考えることにより、誤差 δx を考慮しなくてもよいようにしている。

$$\int_V \delta w \cdot \left\{ \frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) \right\} dV = \int_V \delta w \cdot \delta x dV = 0 \quad (1.23)$$

$A-\varphi$ 法の有限要素法では、重み δw を \mathbf{A} の各成分の微小変化を

$$\delta w = (\delta A_x, \delta A_y, \delta A_z) \quad (1.24)$$

とする。

他の支配方程式についても同様の操作を行う。

1.6. 臨界状態モデル(Beanモデル)

第二種超伝導体では、混合状態で磁束線が超伝導体の内部に入るため、超伝導電流の影響で磁束線がローレンツ力を受ける。ローレンツ力 F_L は、超伝導体を流れる電流密度 \mathbf{J} と超伝導体を貫通する磁束密度 \mathbf{B} から表すことができ、 $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ である。磁束線はローレンツ力による駆動力を受けようとするが、この力に等しい、抑制しようとする力は、磁束線の動きを止めるように作用する。これのうち、1つをピンニング力 \mathbf{F}_p といい、もう1つは粘性力 \mathbf{F}_v という。

これらの力が釣り合っているモデルのことを、臨界状態モデルといい、これは、

$$\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_v = 0 \quad (1.25)$$

と表すことができる。

ここで、無限円柱を想定した超伝導体について考える。このとき、準静的に外部磁場が変化するような過程において、磁束線の速度 \mathbf{v} が小さいため、粘性力 \mathbf{F}_v は無いものとして考えることができる。そのため、

$$\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_p = 0 \quad (1.26)$$

で表すことができる。対称性より、半径方向の磁束密度 B_r 、動径方向の磁束密度 B_ϕ はそれぞれ0となる。ここで、 δ は磁束線の半径方向の移動を示すものとし、1、または-1を示すものとする。また、 B_z はz方向の磁束密度、 J_c は臨界電流密度、 r はバルク中心からの動径方向の距離、 μ_0 は真空の透磁率とすると、

$$F_L = \frac{B_z}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} \quad (1.27)$$

$$F_P = \delta J_c B_z \quad (1.28)$$

と表すことができ、最終的には、

$$-\frac{B_z}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} = \delta J_c B_z \quad (1.29)$$

となる。

1.7. 鉄道への超伝導ケーブルの導入

近年、超伝導応用は、エネルギーや環境など幅広い分野で、従来の技術では実現できなかった革新的な機器の実現が可能となった。ここでは、超伝導技術を鉄道に導入するための最新の研究開発状況について説明する。

高温超伝導線は、一般的な銅線と同じように臨界温度以下で使うことができる。超伝導になる温度では電気抵抗がゼロなので、送電線に使用すれば長距離でも損失なく送電できる。超伝導線を鉄道に導入するために、コイルまたは螺旋状に巻いてケーブルを形成する。図1.4に示すように、超伝導ケーブルを鉄道電線に適用すると、電気抵抗がゼロであるので、損失なく長距離まで電気を運ぶことができ、変電所の負荷平準化や電圧効果に使用できる。これにより変電所の数が減り、再生効率が向上することが期待される。また、レールを流れる帰線電流を超伝導ケーブルに流すことで、大地へ漏れる電流もなくなり、電食の問題を解決することができる。

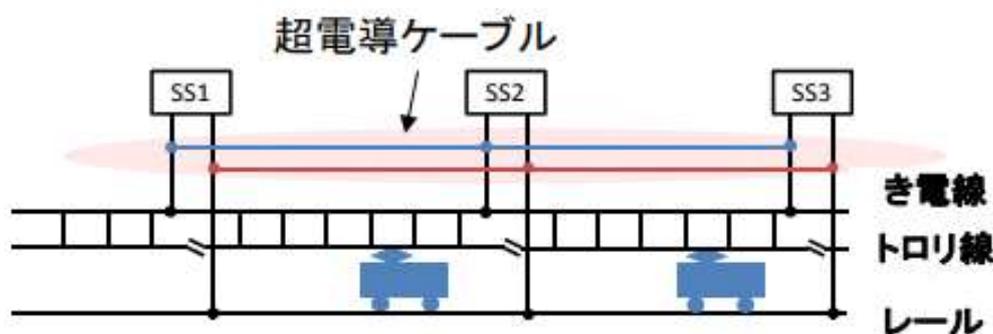


図 1.4 超伝導ケーブルを導入した場合

1.8. 本研究の目的

1987年に $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO)が発見されて以来、線材化の工夫がなされ、イットリウム系高温超伝導線材(Coated Conductor; CC)は実用的なレベルまで開発は進んでいる。CCは機械特性が良く妥当的なコストであるとともに、臨界電流値(I_c)が高く、 I_c の高磁場での劣化が低いため超高磁場 NMR/MRI や送電ケーブルなどの各種応用機器への適用が期待されている。しかし超伝導線材は現在数百メートル単位でしか作ることができないため、超伝導ケーブルとして実現するためには線材同士を低抵抗で接合し、長距離での送電を可能にすることが必要である。これらを実現するためには、CC間の接合技術が必要となってくるため、超伝導線材接合技術の開発が進められている。そこで本研究では、超伝導線材を接合した時の電気特性および機械特性を明らかにするために有限要素法を用いて接合をシミュレーションし、臨界電流の変化および応力の分布の違いを評価した。

第2章 解析方法と内容

2.1. 解析方法

本解析では、JMAG-Designer 18.0 を用いて電気特性、Comsol Multiphysics® 5.4a を用いて機械特性シミュレーションを行った。

2.1.1. 超伝導線材モデル

超伝導線材モデルは、厚さ 100 μm の銅板と 1 μm の YBCO 超伝導体と 5 μm の銀板で構成されている。作成したモデルを図 2.1 に示す。



図 2.1 超伝導線材モデル

2.2. JMAG による電気特性の妥当性の検証

JMAG-Designer 18.0 による解析結果と超伝導体の電気的特性が正しいかどうかを検証するために、Brandt らの論文の理論値と比較した。ここでの臨界電流密度の磁場依存性は、Bean モデルを使用して計算を行った。臨界電流密度は $3.14 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ と設定した。

超伝導薄膜がマイスナー状態である限り、磁束は薄膜を透過しないため、薄膜内部の磁場は $H_e = 0$ である。印加電流 I によって生成される電流密度は

$$J(y) = \begin{cases} \frac{2J_c}{\pi} \arctan\left(\frac{a^2 - b^2}{b^2 - y^2}\right)^{1/2}, & |y| < b \\ J_c, & b < |y| < a \end{cases} \quad (2.1)$$

となり、薄膜に垂直な磁界成分は

$$H(y) = \begin{cases} 0, & |y| < b \\ \frac{H_c y}{|y|} \operatorname{arctanh}\left[\frac{y^2 - b^2}{a^2 - b^2}\right]^{1/2}, & b < |y| < a \\ \frac{H_c y}{|y|} \operatorname{arctanh}\left[\frac{a^2 - b^2}{y^2 - b^2}\right]^{1/2}, & |y| > a \end{cases} \quad (2.2)$$

となる。ここで、 a は薄膜の幅、 $b = a(1 - I^2/I_{\max}^2)^{1/2}$ 、臨界磁場は $H_c = J_c/\pi$ である。理論計算式により、理論値の結果は図 2.2 に示す。

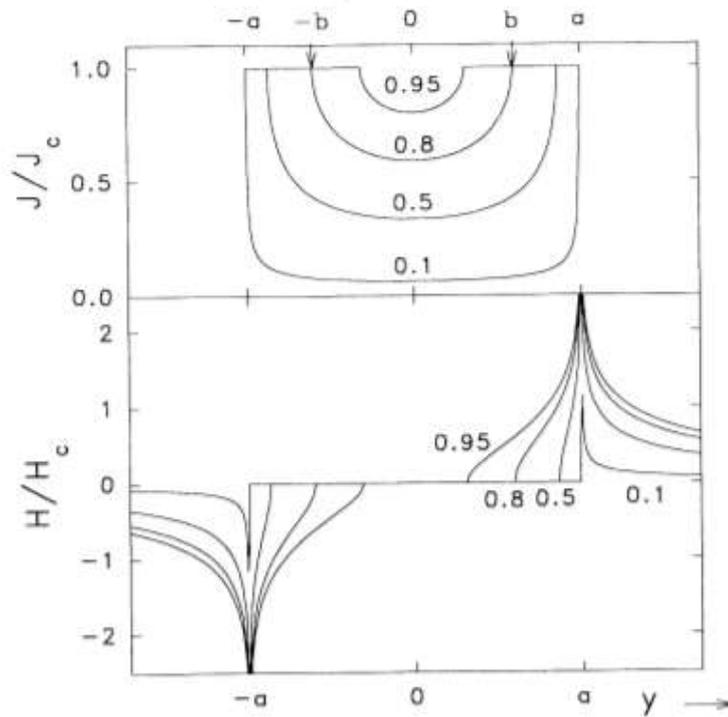


図 2.2 電流密度 $J(y)$ (上)と磁界 $H(y)$ (下)の理論値結果

図 2.2 に示す $J/J_c = 0.1$ の場合、JMAG による数値シミュレーション結果と理論値の比較を図 2.3 に示す。両者の結果はほぼ一致しており、JMAG の有効性を証明することができた。

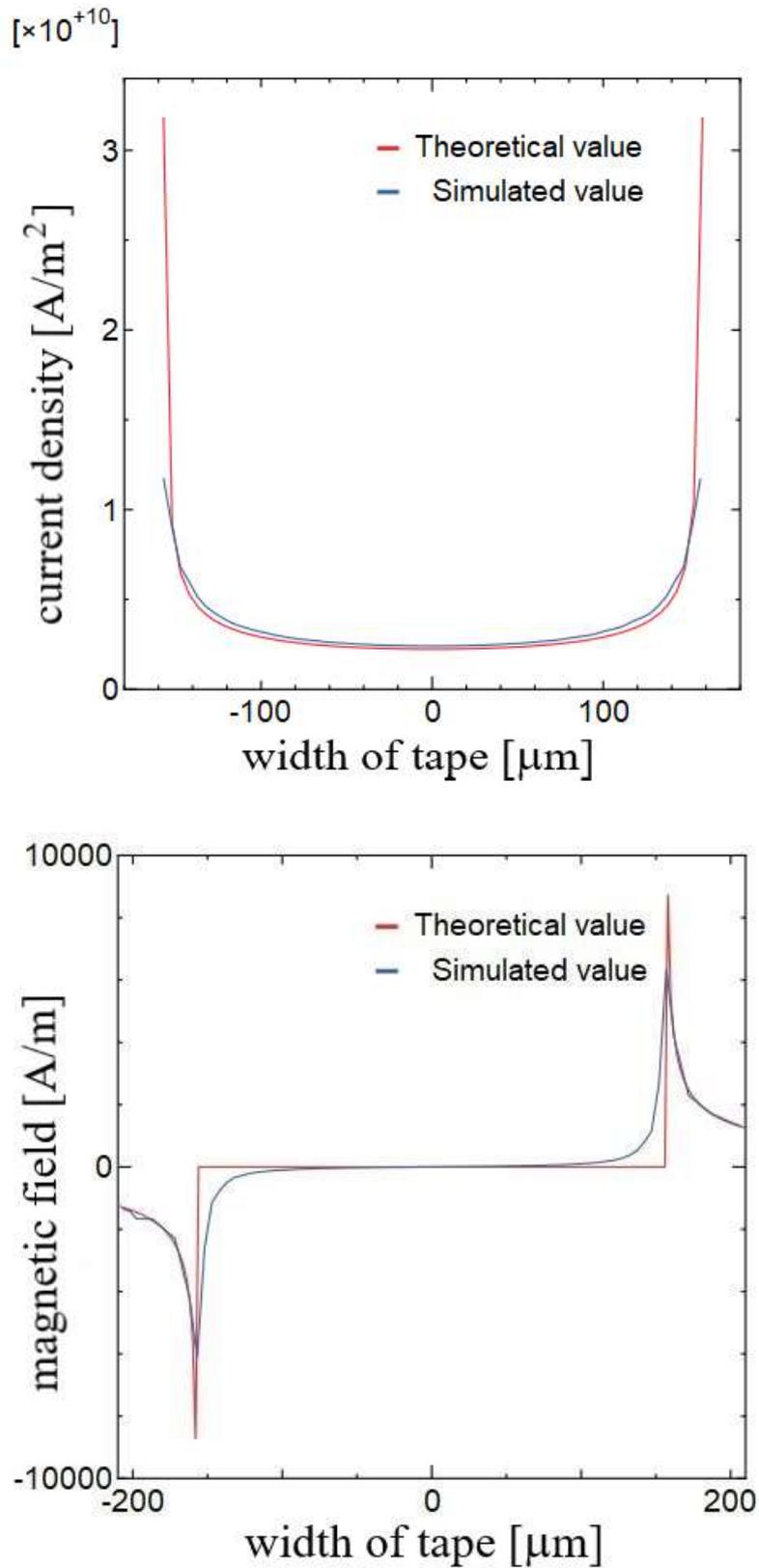


図 2.3 解析結果と理論結果の比較 (上：電流密度 $J(y)$ 下：磁場 $H(y)$)

2.3. 電気的特性の解析内容

2.3.1. ラップ率 100%の接合

線材を並列に接合した時に重なっている幅の割合のことをラップ率といい、重なっている長さのことをラップ長という。ラップ長とラップ率を変更させたときに、 I_c がどのように変化するかを解析する。ラップ率 100%の時のモデルを図 2.4 に示す。

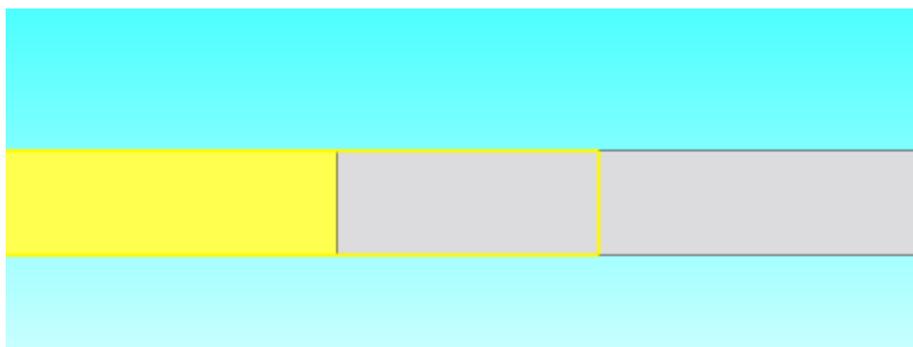


図 2.4 ラップ率 100%のモデル

銀板を背中合わせにし、両端に電圧をかける。この時のそれぞれの線材の長さは 1 m、幅は 4 mm である。

2.3.2. ラップ率を変更した時の接合

ラップ率を変えた時のモデルの概要図を図 2.5 に示す。銀板を背中合わせにし、モデルの左側から電流を流す。この時のそれぞれの線材の長さは 100 mm、幅は 4 mm である。今回重なっている幅は 2.4 mm であり、ラップ率は 60%で計算した。

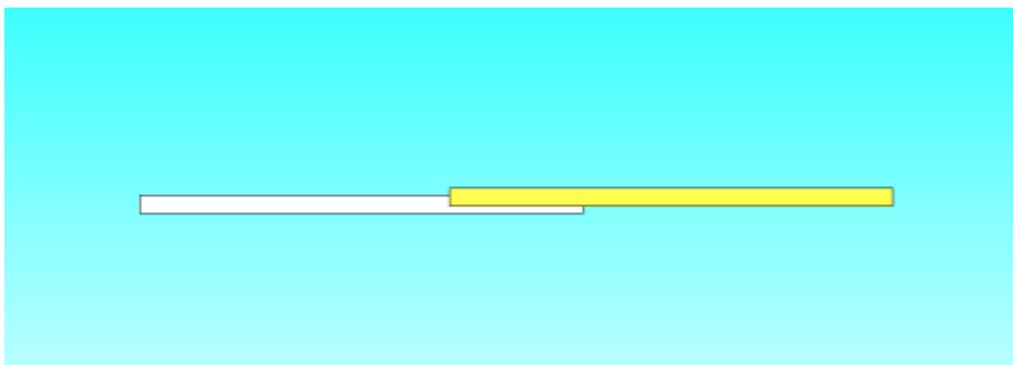


図 2.5 ラップ率を変更した時のモデル

2.3.3. 接合部の形状変化

接合部の形状の違いによる臨界電流の大きさの違いを見るため、接合部を長方形、ダイヤ型、円形、三角形にした場合の解析を行った。接合部の面積差による違いをなくすため、 $\pi = 3.14$ とし、接合面積はすべて 12.56 mm とした。これらそれぞれのモデルの概念図を図 2.6 から図 2.9 に示す。

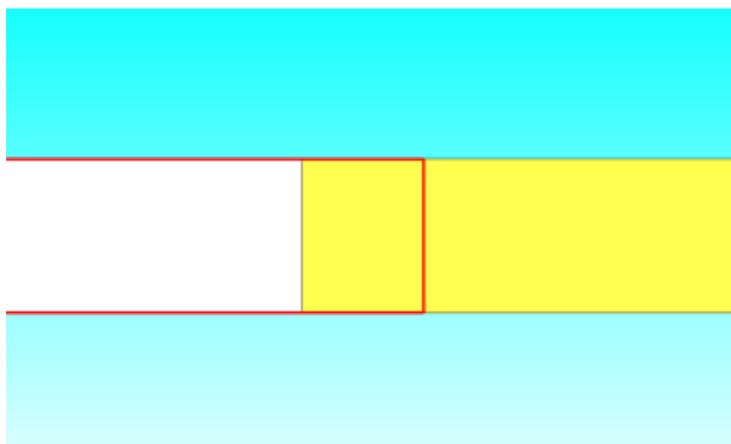


図 2.6 長方形の接合部

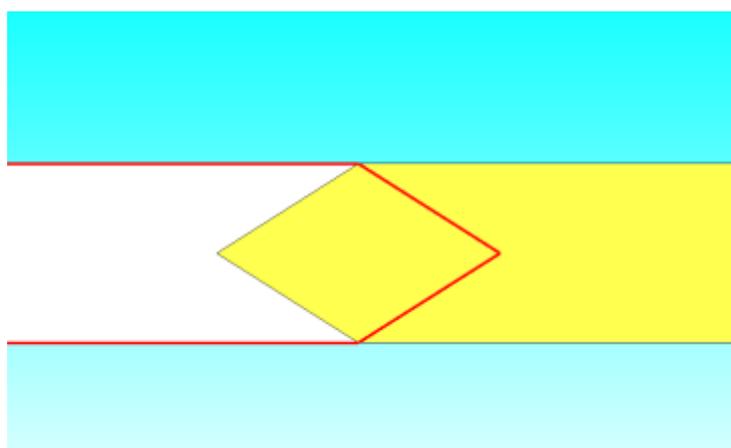


図 2.7 ダイヤ型の接合部

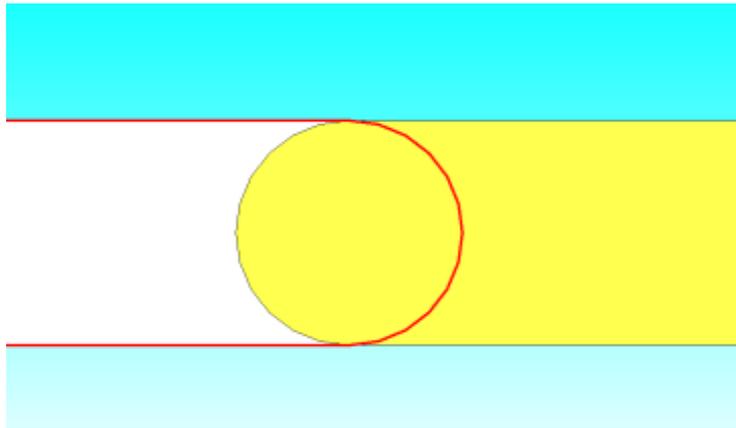


図 2.8 円形の接合部

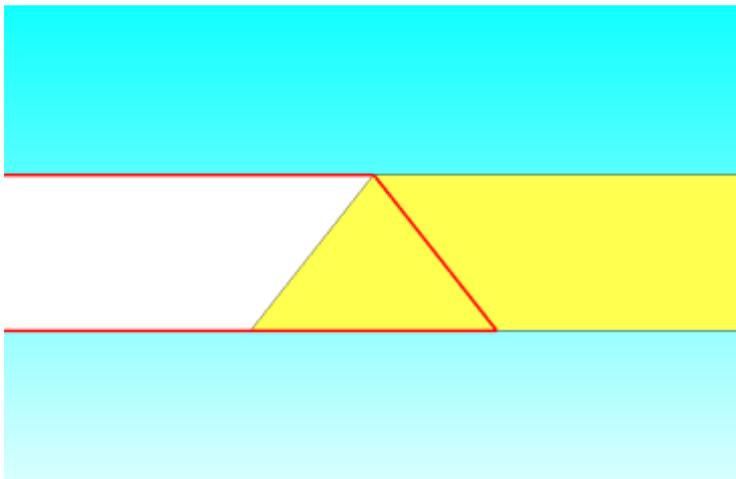


図 2.9 三角形の接合部

2.3. 機械的特性の解析内容

機械特性解析で接合部の形状の違いによる応力分布の違いを見るため、2.2.2 で用いた接合部と同じようなモデルを用いて解析した。モデルを両端から双方に 100 N/m^2 で引っ張る力を加えたものと、側面に 100 N/m^2 の力を上下に加え、ねじるような力が加わるようにしたものを作成した。それぞれのモデルの力の加え方を図 2.10、図 2.11 に示す。

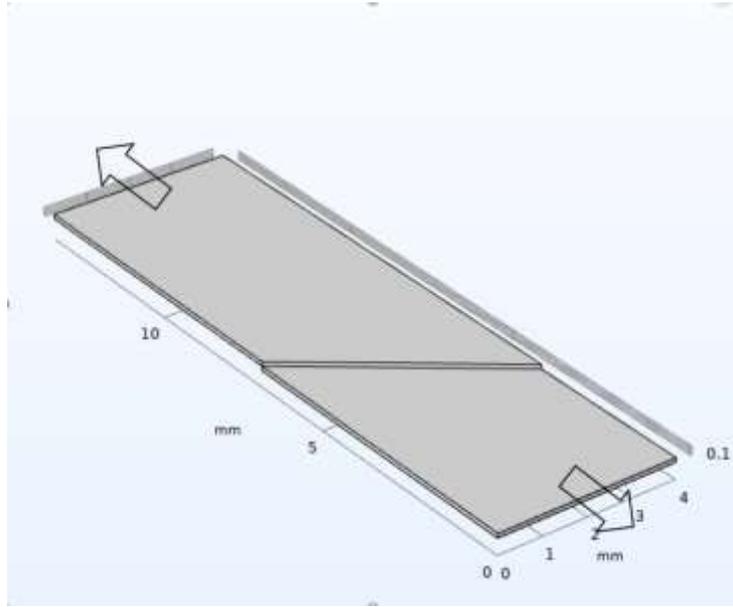


図 2.10 引っ張る力

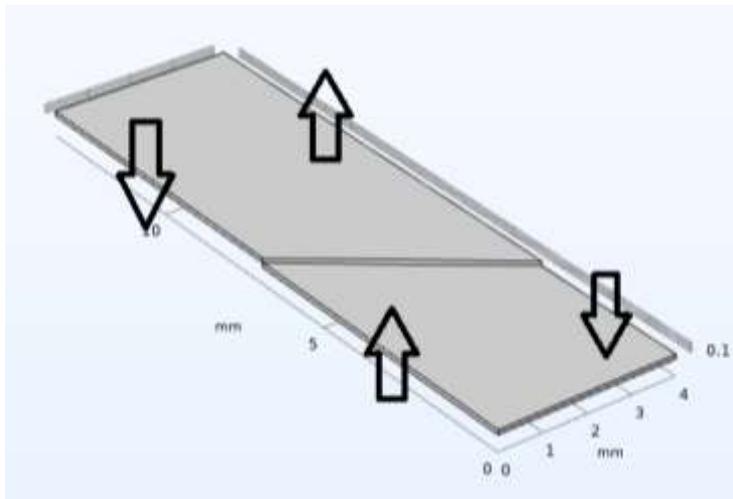


図 2.11 ねじる力

第3章 結果及び考察

3.1. 電気的特性の解析

3.1.1. ラップ率が 100%の時の接合部の解析

ラップ率 100%の時の超電導線材の接合モデルは 2.3.1.で説明したものである。この時の臨界電流密度の結果を図 3.1 に示す。ラップ長を増加させるごとに臨界電流も増加している。30 mm のとき臨界電流は飽和する。よってラップ長が 30 mm のとき、臨界電流は最大であると考えられる。この時の最大臨界電流は 105 A であった。

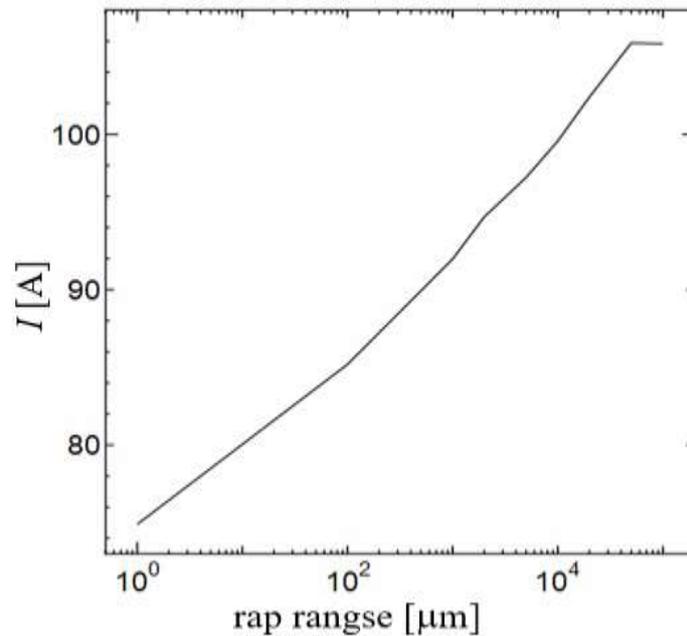


図 3.1 ラップ率 100%の時の臨界電流特性

3.1.2. ラップ率を変更した時の接合部の解析

ラップ率 60%を有するときの超伝導線材の接合モデルは 2.2.1.で説明したものである。この時ラップ長を 1 μm , 3 μm , 10 μm , 30 μm , 100 μm , 300 μm , 1 mm, 3 mm, 10 mm, 30 mm, 80 mm 接合した時の電気特性の結果を図 3.2 に示す。超伝導薄膜は、臨界電流密度を 2.80×10^{10} A/m²とする。

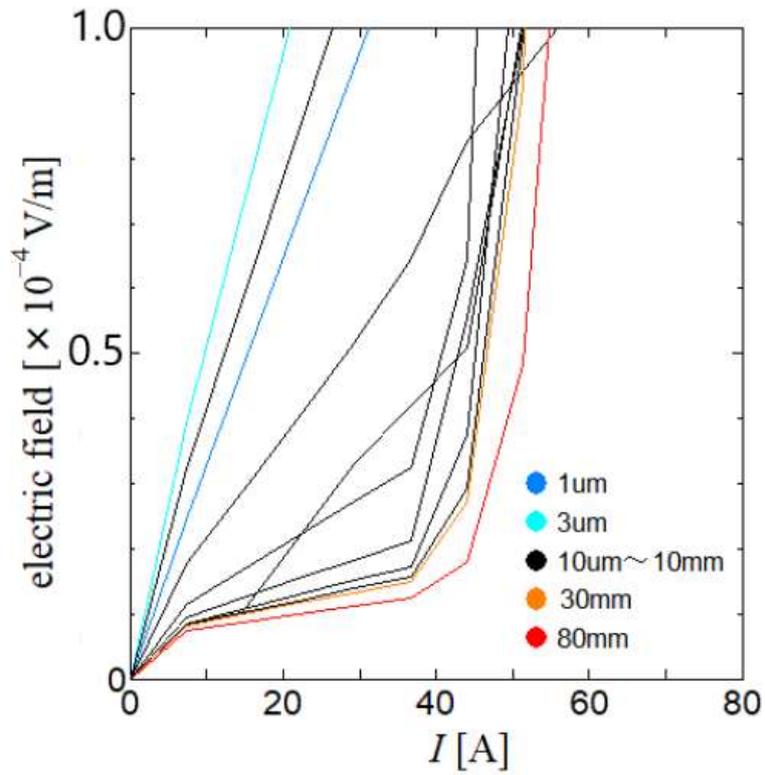


図 3.2 ラップ率 60%の時ラップ長を変化させたときの電気特性

電界はシミュレーションした時にかかった電圧の値を電極間の距離で割ったものである。電界が $1 \times 10^{-4} \text{ V/m}$ の時の電流の値が臨界電流である。この時の臨界電流特性を図 3.3 に示す。

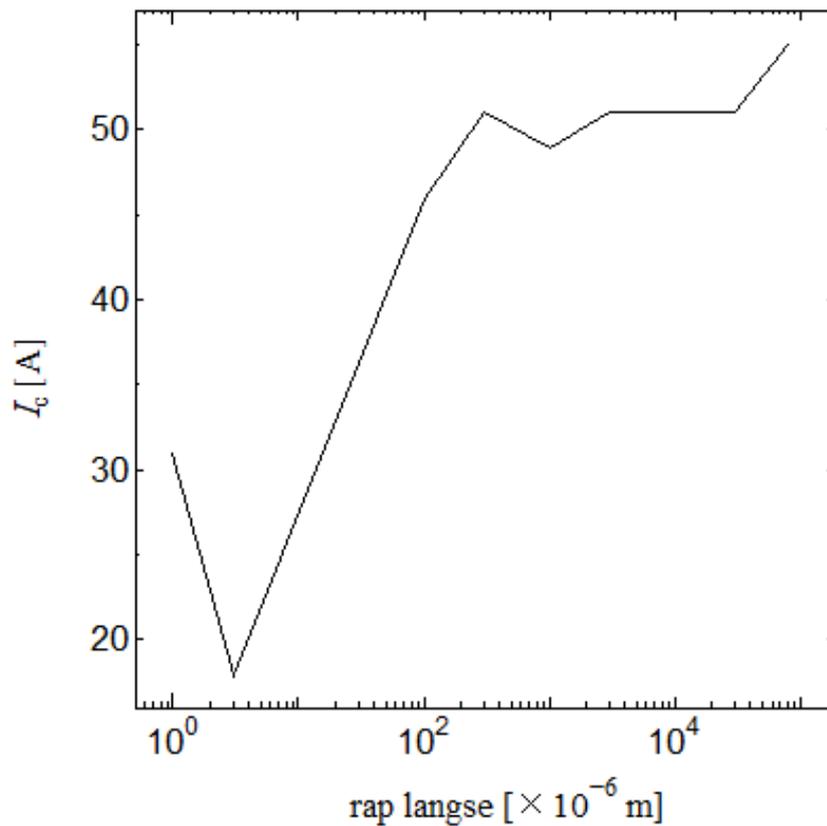


図 3.3 ラップ率 60%の時の臨界電流特性

これより、ラップ率を変更した時でも、ラップ長が短いものほど臨界電流が小さく、ラップ長が長いものほど臨界電流が大きくなっている。またラップ長が一定の長さで、臨界電流が飽和をしていることが分かった。

ラップ率が 60%になると、臨界電流値も、ラップ率が 100%の時の臨界電流値の 60%になると思っていたが、そうはならなかった。

3.1.3. 接合部を形状変化した時の解析

接合部を様々な形に変えた時の電気特性を図 3.4 に示す。これはそれぞれ異なった接合部であるときの電気特性を示している。

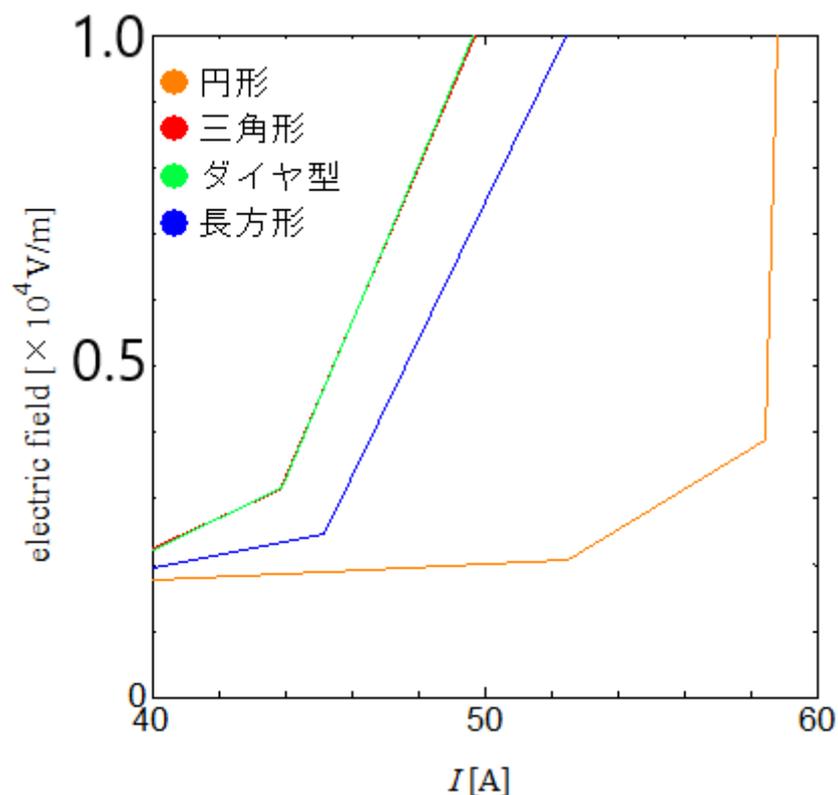


図 3.4 接合部の形状部を変えた時の電気特性

これより電界が小さいときは、臨界電流の大きさにそこまでの差はないように見えるが、電界が 2×10^{-4} V/mあたりから臨界電流に差がみられるようになった。同じ接合面積で臨界電流が一番多く流れる接合部の形は円型であることが分かった。

また 2 番目に臨界電流が大きかったものはダイヤ型であり、この 2 つに共通して言えることは、線材の中心が、一番ラップ長が大きいということである。よって電流は線材の中心に多く流れているといえると考えられる。

3.2. 機械的特性の解析

接合部の形状を変化させたときの応力分布を解析した。モデルについている色が、寒色に近ければ応力はあまりかかってなく、暖色になればなるほど応力がかかっている。それぞれを両端から引っ張った時の応力分布を図 3.5 から図 3.8 図 3.8 に示す。

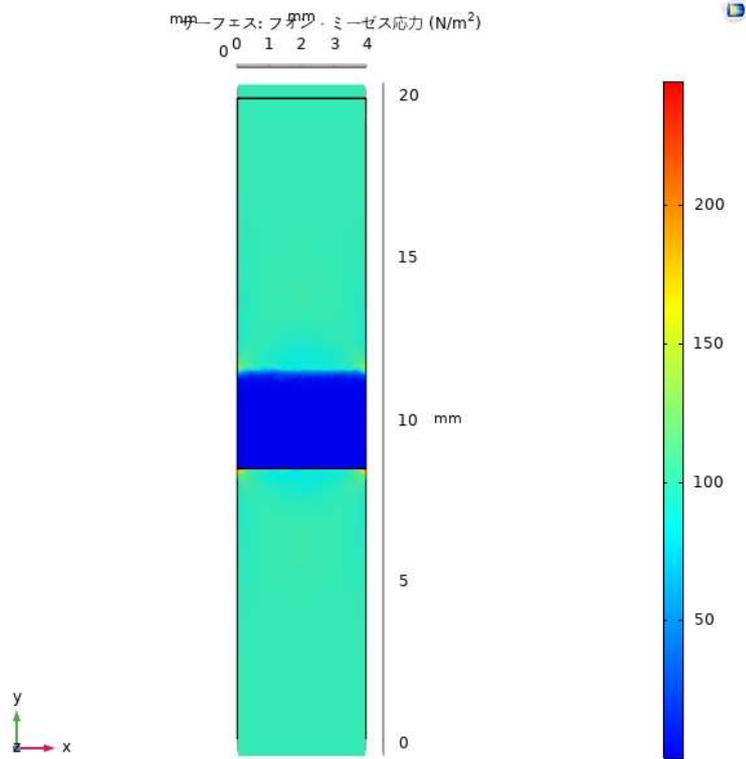


図 3.5 長方形の引っ張った時の応力分布

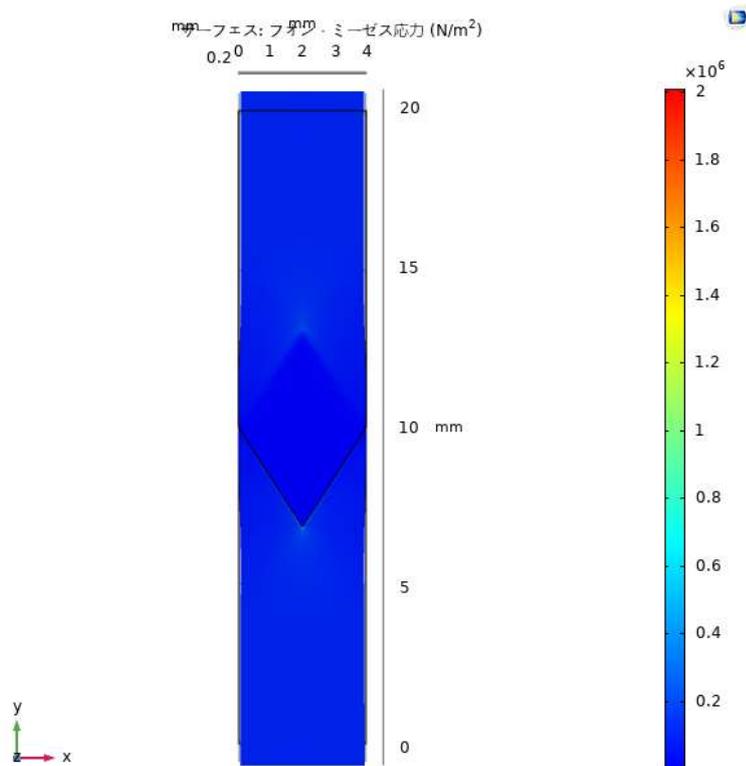


図 3.6 ダイヤ型の引っ張った時の応力分布

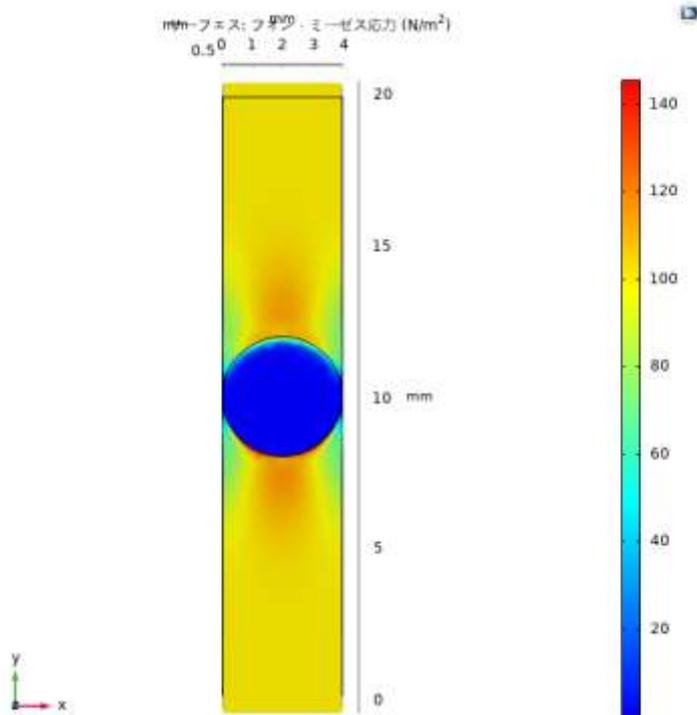


図 3.7 円形の引っ張った時の応力分布

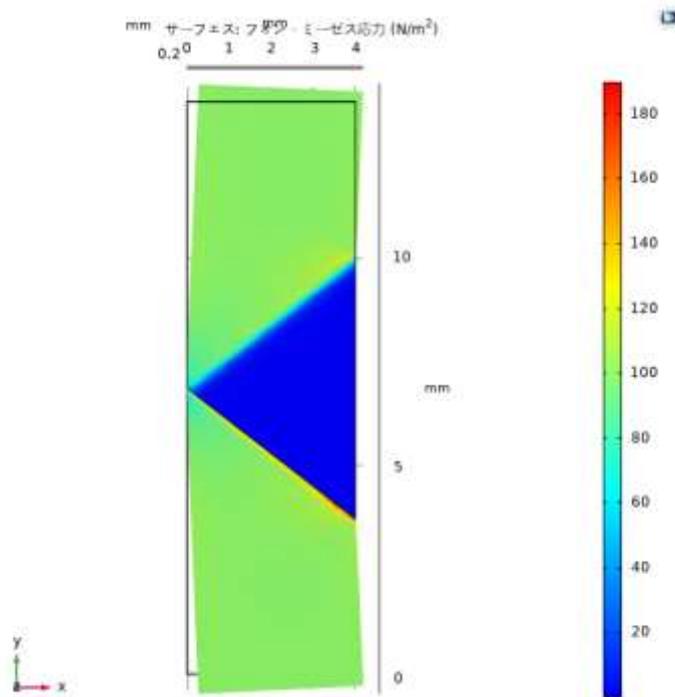


図 3.8 三角形の引っ張った時の応力分布

この時全体的に一番応力がかかっていたものは円形のものであった。また円形は応力のかかる部分に偏りがみられ、円形以外の 3 つは、接合していない部分の応力に偏りがほとんど見られなかった。また青いエリアは接合部で、固定されているため、応力がゼロであることがわかる。

線材を両端から引っ張った時に、一番応力がかからなかったものはダイヤ型であった。

またねじった時の応力分布を図 3.9 から図 3.13 に示す。接合部が三角形のものに関しては、接合部が点対称ではなかったため、ねじる向きを変えたものの 2 種類を計測した。

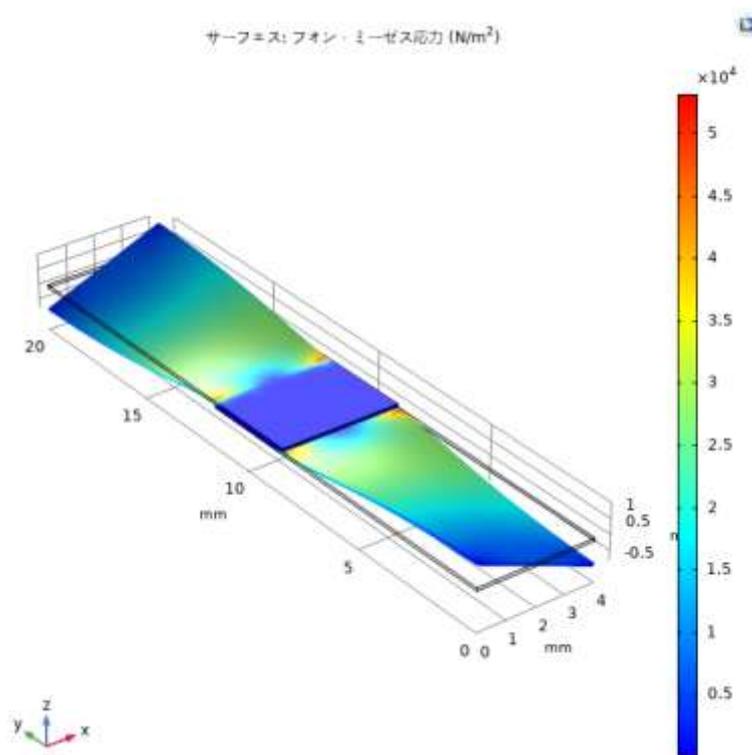


図 3.9 長方形のねじった時の応力分布

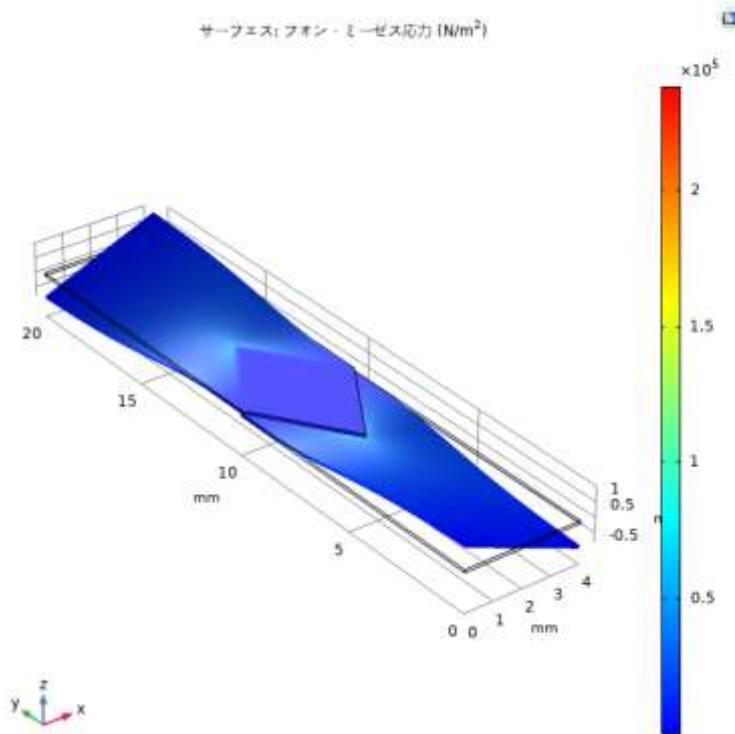


図 3.10 ダイヤ型のねじった時の応力分布

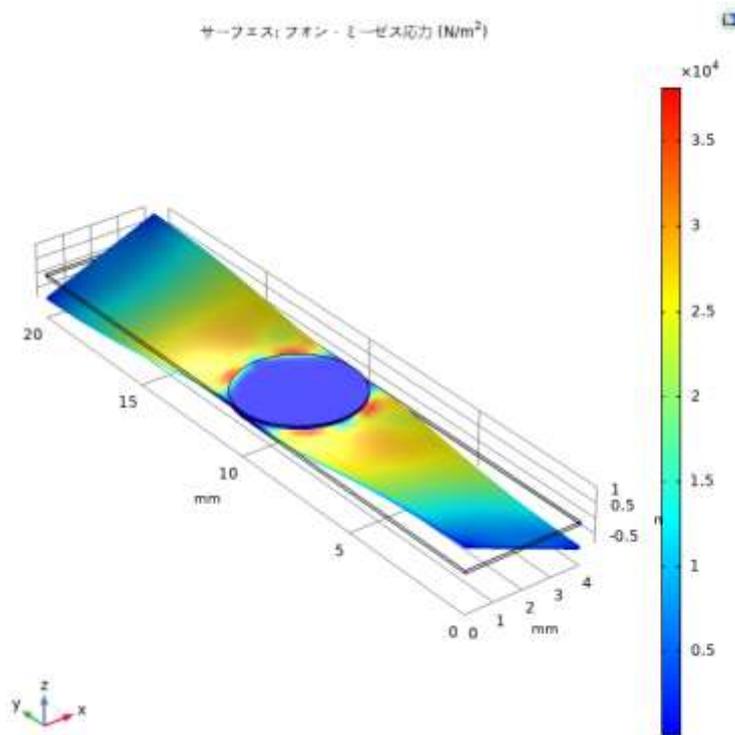


図 3.11 円形のねじった時の応力分布

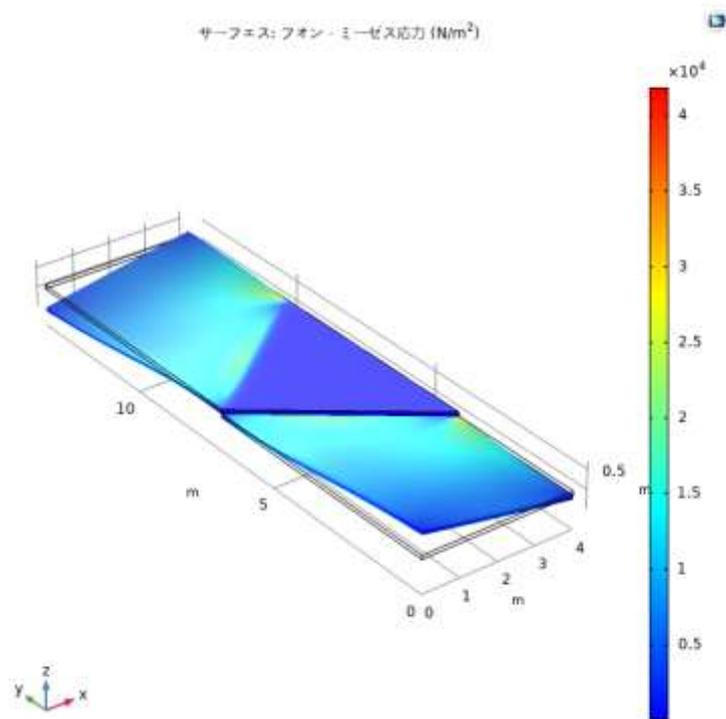


図 3.12 三角形の(短いほう同士を押し付けるように)ねじった時の応力分布

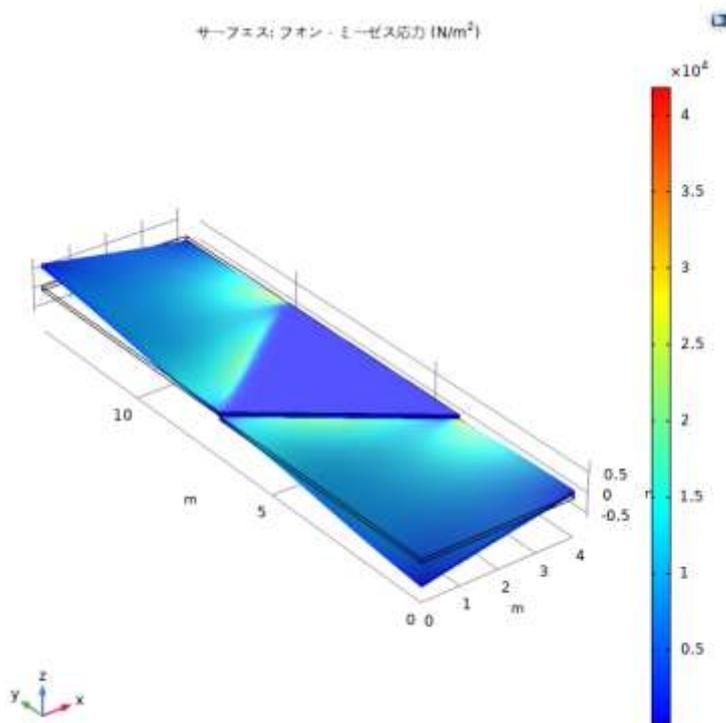


図 3.13 三角形の(長いほう同士を押し付けるように)ねじった時の応力分布

ねじった時に全体として応力がかかっていなかったものはダイヤ型であった。そして応力がかかっていたものは円形であったが、局所的にみると長方形と三角形にも強い応力がかかっている部分があった。図 3.13 と図 3.13 では、図 3.13 のほうが接合部の鋭角により強い応力がかかっていることがわかる。長方形、三角形、円形にかかった応力の最大値はそれぞれ、 $5.2 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ 、 $3.4 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ 、 $3.7 \times 10^{-4} \text{ N/m}^2$ であった。

また応力が局所的にかかった時、先端や端の部分といった場所と、それ以外の部分では、たとえ同じ大きさの応力であろうとダメージがより強く反映されるのは、前者のほうであると考えられる。

これより、線材の耐久性にもよってくるが、現実的に考えた時、接合部は長方形や三角形、ダイヤ型ではなく、円形のほうが良いと考えられる。

また接合部の形状の変化による、電気特性と機械特性を両方の視点からみた時、今回の結果では、接合部は円形が一番効率のよい接合の仕方ではないかと考えた。

第4章 結論

この実験では、接合部を解析するために FEM を用い、超伝導接合部の電気的および機械的特性をさまざまな条件下で比較および考察した。FEM を用いた解析により、実際にサンプルを作成・測定するよりも少ない時間と費用で物理現象を解析することが可能となった。

接合部の形状が変わることによって臨界電流の大きさが変わるのか、また実際に線材をつなげた時に引っ張ることになったり、折れ曲がったりすることがあるはずなので、そういったときに接合部の形状を変えるだけで、接合部におけるダメージの大きさが変わるのか、といったことを考え電気的特性、機械的特性で計測した。

電気的特性については、ラップ率やラップ長を変える、接合部の形状を変化させるなどといったあらゆる接合についての解析を行った。ラップ長を変えることによって、臨界電流の値が変化することがわかった。ラップ長を長くするにつれ、臨界電流の値も大きくなり、ラップ長が 30 mm を超えると臨界電流は一定の大きさを保つようになり、臨界電流の最大値は 105 A までであることが分かった。またラップ率を変えたものと、ラップ率が 100% の時のものの臨界電流の値を比較したとき、臨界電流の値がラップ率とも比例するものであると思ったが、値がぶれてしまい、きれいな形にならなかった。これについてはもう少し細かな部分での計測をし、計算を反復することで、値のぶれを無くすことによっていい結果が得られるのではないかと考えられる。

接合部の形状を変化させたときも臨界電流に差が出た。接合部の面積は変えず、形のみを変えることによって面積以外にも臨界電流を変える要素があるといえる。これについては線材の中心のラップ長が大きいほうが臨界電流も大きくなった。電流は中心部に多く流れており、線材の端のほうには少ししか流れてないためであると考えられる。これにより重なっている面積や重なり合う位置で最善だと思えるものを見つけることができた。

機械的特性については、さまざまな接合部での応力分布を計算した。接合部には応力がかかることはほぼなかった。引っ張った時には局所的な応力のかかり方はあまり見られなかったが、ねじった時は局所的に強い応力がかかっているものがみられた。これは先端に鋭角ものがあるときに見られ、ねじった時の力のかかり具合によっては線材が切れてしまうことが予想されるため、接合部に鋭角の部分が出てしまうようなものは、実際には適切でないと思われる。接合により応力が集中する箇所を見つけ出し、実用するに向けて線材のダメージを減らすために必要な条件を考えるきっかけになった。

この調査を通じて、FEM の有用性と正確性を確認することができた。モデルは自由に作成できるため、これからもより多くの条件下でのシミュレーションを検討することができる。

参考文献

- [1] JMAG Simulation Technology for Electromechanical Design, 「JMAG とは」
- [2] 松下照男, 「磁束ピンニングと電磁現象」, 産業図書(1994)
- [3] Y. J. Park, M. Lee, H. Ann, Y. H. Choi and H. Lee *NPG Asia Materials* **6** e98(2014)
- [4] X. Jin, Y. Yanagisawa, H. Maeda and Y. Takano *Supercond. Sci. Technol.* **28** 075010(2015)
- [5] 張 睿哲, 「有限要素法によるクラックを有する超伝導接合の臨界電流特性」, 九州工業大学修士論文(2019)
- [6] 鍾 宇軒, 「FEM を用いた超電導線材のラップ長と接触抵抗の分布を考慮した臨界電流特性の評価」 (2020)
- [7] M. Tomita *Railway Research Review* **70** No. 10(2013)
- [8] E. H. Brandt and M. Indenbom *Phys. Rev. B* **48** 12893(1993)

謝辞

まず、九州工業大学 大学院情報工学研究院 物理情報工学研究系 エレクトロニクス分野 小田部荘司教授にお礼を申し上げます。私の研究、および学生生活に多くの助言や励ましの言葉、数々のサポートをしていただきました。研究の際にかけていただいた数々の言葉には救われたこともあります。

九州工業大学 情報工学研究院 電子情報工学研究系 エレクトロニクス分野 松下照男 名誉教授にお礼申し上げます。超伝導現象に関して、私が知らない知識を補っていただくべく、貴重な資料等を見せていただけたこと、深く感謝いたします。本研究では、多くの FEM 解析を行っておりますが、その多くに詳しい助言や厚いサポートを行っていただきました。その全てに深く感謝申し上げます。

その他にも、小田部研究室にてお世話になりました九州工業大学大学院情報工学府先端情報工学専攻の赤坂友幸氏、木下雄士氏、同研究室にて苦楽を共にしました、同大学情報工学部電子情報工学科 4 年生の、上田天馬氏、岩崎慎也氏、川畑唯一氏、技術職員の 新山誠司氏、支援研究員の小野香氏に感謝申し上げます。最後に、私をこれまで育ててくださり、ここまでの学生生活にたくさんの助言や支援をしてくださった両親に多大な感謝を申し上げます。